

電力ケーブルに用いられる導体遮蔽の意義

On the Conductor Shield of Cables

依 田 文 吉*

Bunkichi Yoda

内 容 梗 概

高電圧電力ケーブルを設計するに当って、最も重要なことは絶縁体の厚さを合理的に定めることである。

従来は単に実績と経験だけに基いて定めていたのであるが、電力系統が超高圧化する一方、ケーブルの需要が増してくるとどうしても合理的な設計をしなければならない。すなわち、ケーブルは絶縁体厚さを薄くして価格を下げ一方、系統の機器の絶縁と十分に協調し、安全に運転されなければならない。

ケーブル導体遮蔽は近年広く高電圧ケーブルに採用されるようになり、上記の意義において有効な絶縁設計の一翼をになっている。

本論文ではこの導体遮蔽の意義と効用を解明する一端を述べることにする。

ケーブルの絶縁破壊機構の究明と導体遮蔽の意義および適用法を確立することはケーブル技術者に課せられた大きな問題であるが、本論文はこの序論に相当するものである。

1. 緒 言

電力ケーブルの導体遮蔽とは導体の表面における電位傾度を緩和させるための導電性被覆である。すなわち、ケーブルを理想的な同心円筒電極と絶縁体との組合せに近づけ絶縁耐力を上げる一つの手段である。

初めのうちはまったくこの意義のみが考えられており（現在でも多分そうであるが）ながら各種のケーブルに施され、実際かなり絶縁特性を改良する効果を示していた。

1952年から今日まで数回 CIGRE で発表されたケーブル関係の報告も御多聞にもれずこの傾向を示している。

油浸紙ケーブルではもちろんのこと、ゴム・プラスチックケーブルでもこのように考えられてきたが、後者ではこのほかに絶縁体と導体間にできる空隙をなくすという製造的な意義もある。

このような意義をもつ導体遮蔽はきわめて大きな効果をもたらすので各国のケーブルメーカーが採用しているが積極的に論題として取り上げている文献は少ない。

ゴム絶縁ケーブルについては藤沢氏⁽¹⁾の報告が国内では最も早いと思われるし、導体遮蔽を主題としたのは筆者らの報告のみであろう⁽²⁾⁽³⁾。

実際、導体遮蔽の意義と効用とは絶縁体の種類やケーブルの形式によって若干異なりそれぞれ複雑な現象を伴うので一様には論じられない。

本論文ではケーブルの絶縁破壊と関連させながら、果して導体遮蔽の役割がどのような機構に基いているのか下記の項目について検討する。

- (1) 撚線効果を軽減し、導体表面を平滑にすること
- (2) 動径方向の静電的段絶縁の意義があること
- (3) 導体と絶縁体間の空隙の発生を阻止すること
- (4) 導体遮蔽材料の本質的な特性、たとえばカーボンの活性とか、それからの電子放射の難易性とかによる影響

以上の事項は必ずしも全部が導体遮蔽の効用に寄与しているとは限らない。あるものはその一部が、またほかのものでは全然寄与していないかも知れない。以下逐次この問題を解明したいと考える。

2. 導体表面の電位傾度—撚線効果の軽減

完全な同心円筒電極間に電圧 V を印加すれば内部導体表面の電位傾度 E は次式で表わされる。

$$E = \frac{V}{a \log \frac{b}{a}} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 a は内部導体半径、 b は外部導体半径である。

今、ケーブルの絶縁破壊がストレス現象とすれば、(1) 式の E がある臨界値に達した時破壊が起ることになる。ゴム・プラスチックケーブルでは導体表面の空気層のコロナ放電開始電圧になんらかの係数を掛けたものがこの臨界値に相当し、油含浸ケーブルでは油中の空隙または油層の電氣的強度が臨界値を決定することになる。ちなみに空気中の可視コロナ臨界値 E_v は

$$E_v = E_0 \left(1 + \frac{\alpha}{\sqrt{a}} \right) \dots\dots\dots (2)$$

である⁽⁴⁾。ここで、 E_0 = 空気の臨界破壊値
(≈ 21.9 kV/mm)

$\alpha = 0.308$

* 日立電線株式会社電線工場

このことは撚線の場合でも同様である。

今西氏は撚線のコロナ開始電圧が表面の凹凸度と最外層の素線一本単独のコロナ開始電圧によって表現されるものとして次の実験式を得た⁽⁵⁾。

$$\frac{V_a}{V_{a0}} = 0.665 \sqrt{\frac{a}{a_0}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 V_a は外径 $2a$ の撚線、 V_{a0} は外径 $2a_0$ の素線一本に対するコロナ開始電圧である。

一方、Levi-Civita 氏は撚線表面の電位傾度は次式で与えられることを示した⁽⁶⁾。

$$E = VE_1 \frac{e^{-\mu'}}{1 - \mu'a'E_1} F^2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1 + \frac{1}{n}, \frac{1}{2}\right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、

$$E_1 = \frac{1}{a' \log b/a'}$$

$$\mu_1 = 4\mu \log 2 + 4 \sum_{r=1}^{\infty} \frac{S_{2r+1}}{2r+1} (2^{2r}-1) \mu^{2r+1}$$

$$S_{2r+1} = \frac{1}{1^{2r+1}} + \frac{1}{2^{2r+1}} + \frac{1}{3^{2r+1}} + \dots\dots$$

$$r=1, 2, 3, \dots\dots\dots$$

$$\mu = 1/n, \quad \begin{array}{l} n = \text{外層における素線数} \\ b = \text{絶縁体の外半径} \\ a' = \text{導体凹部の半径} \end{array}$$

$$= a \frac{\cos \frac{\pi}{n}}{1 + \sin \frac{\pi}{n}}$$

$$F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1 + \mu, \frac{1}{2}\right) = 1 + \frac{0.125}{1 + \mu} + \frac{0.0703}{(1 + \mu)(2 + \mu)} + \frac{0.07325}{(1 + \mu)(2 + \mu)(3 + \mu)} + \frac{0.1122}{(1 + \mu)(2 + \mu)(3 + \mu)(4 + \mu)} + \frac{0.2530}{(1 + \mu) \dots\dots\dots (5 + \mu)} + \dots\dots\dots$$

また、大竹博士は別の方法で次式を導かれた⁽⁷⁾。

$$E = \frac{C}{a\mu} \cdot \frac{\pi^2 \mu}{\sin \mu \pi} \cdot \frac{1}{\left\{ \Gamma\left(\frac{3}{4} - \frac{\mu}{2}\right) \Gamma\left(\frac{3}{4} + \frac{\mu}{2}\right) \right\}^2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし、

$$C = \frac{\mu V}{\log \frac{b}{am4^{-\mu}}}$$

$$m = \frac{\Gamma(1 + \mu)}{\Gamma(1 - \mu)} \left\{ \frac{\Gamma\left(\frac{3}{4} - \frac{\mu}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{4} + \frac{\mu}{2}\right)} \right\}^2$$

以上の諸関係から次の結論が得られる。

導体遮蔽を施すと撚線外径が大となるため表面の電位傾度は弱まる。しかし、(2)、(3)式からコロナ開始電界も低くなる。さらに構成素線径が遮蔽層の厚さだけ増したと考えればこの効果は顕著になる（もちろん絶縁体外径は一定とする）。したがって、導体表面に空隙発生の可能性があり、かつ空隙の放電により絶縁破壊が誘発すると考えられる SL ケーブルやゴム・プラスチックケーブルでは導体遮蔽の意義がない。筆者の先の報告⁽²⁾における“SL ケーブルに対して金属化成紙による効果が認められない”はこのことを裏書している。

なお、導体凹部の半径をいかにとるかが問題で、電位傾度軽減の定量的考察は(4)式からは不可能である。

一方、絶縁体と密着した半導体を使用したゴム・プラスチックケーブルや圧力ケーブルではこの効果はかなりある。メキシコに布設された 85 kV パイプ形ケーブルではオーバル形導体に金属化成紙を施し⁽⁸⁾、最大ストレスを 7.40 kV/mm に設計している。またスエーデンの 380 kV の OF ケーブル⁽⁹⁾やカナダに布設された 301 kV アルミ導体アルミ被ケーブル⁽¹⁰⁾では成形導体を用いているため導体遮蔽は施さないと説明されている。

しかし、他の多くのケーブル (220 kV 以上) では主としてカーボン紙による導体遮蔽が行われている。この理由として Lyon 社の L. Domenach 氏⁽¹¹⁾は撚線効果の防止のほかに、金属化成紙よりなじみのよいことをあげているが、筆者はこれのみではないと思う。

Pirelli 社の P. G. Priaroggia 氏はカーボン紙を使用した OF ケーブルでは衝撃電圧による破壊時の電位傾度が 5~10%増加し⁽¹²⁾、C. T. W. Sutton 氏、A. M. Morgan 氏ら⁽¹³⁾はガス圧縮ケーブルで約 25%程度改良されることを示している。

筆者の実験では 20 kV 60~200 mm² SL ケーブルにカーボン紙を使用すると長時間破壊電圧が約 30%程度改良され、半導電性の導体遮蔽を施した 20 kV 30~400 mm² ブチルゴム電力ケーブルでは約 50~300%の向上が認められている。なお、OF ケーブルでもかなりの改良が実験的に明らかである。

3. ケーブル絶縁体内の電位分布

ケーブルの絶縁破壊が純電氣的な完全なストレス現象か、あるいは導体表面にある空隙中のコロナ放電により誘起される現象か断定できないが、いずれにせよ同一印加電圧に対して導体表面の電界が弱いことは望ましい。前2章では導体表面の形状に対する遮蔽効果を主として周方向の電位分布を一樣にする観点から論じたが、本章では radial 方向の電位分布に及ぼす効果を考察する。もちろん三次元空間における撚線効果の検討は重要では

あるが、ここでは導体遮蔽材料の性質を中心課題とする。したがって、カーボン紙および導電性ゴム・プラスチック混和物またはそれを塗布したテープを用いた場合に限定する（以下これを用いた導体遮蔽層を半導電層と呼ぶ）。

今、導体半径 r_0 、半導電層外半径 r_1 、絶縁体外半径を r_2 とすると、導体と絶縁体外側（＝大地電位）に電圧が加わった時半導電層に加わる電圧 V_1 、絶縁体に加わる電圧 V_2 は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{V_1}{V} &= \frac{\frac{1}{\varepsilon_1} \log \frac{r_1}{r_0}}{\frac{1}{\varepsilon_1} \log \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\varepsilon_2} \log \frac{r_2}{r_1}} \\ \frac{V_2}{V} &= \frac{\frac{1}{\varepsilon_2} \log \frac{r_2}{r_1}}{\frac{1}{\varepsilon_1} \log \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\varepsilon_2} \log \frac{r_2}{r_1}} \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

したがって、両者の比は

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{\log \frac{r_1}{r_0}}{\log \frac{r_2}{r_1}} \dots\dots\dots (7)$$

である。

一方、導体表面、半導電層上、半導電層のない場合の導体表面の電界強度をそれぞれ $E_{1\max}$ 、 $E_{2\max}$ 、 $E_{0\max}$ とすれば

$$\frac{E_{1\max}}{E_{0\max}} = \frac{\frac{1}{\varepsilon_2} \log \frac{r_2}{r_0}}{\frac{1}{\varepsilon_1} \log \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\varepsilon_2} \log \frac{r_2}{r_0}} \dots\dots (8)$$

$$\frac{E_{2\max}}{E_{0\max}} = \frac{\frac{\varepsilon_1 r_1}{\varepsilon_2 r_2} \cdot \frac{1}{\varepsilon_2} \log \frac{r_2}{r_0}}{\frac{1}{\varepsilon_1} \log \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\varepsilon_2} \log \frac{r_2}{r_0}} \dots\dots (9)$$

の関係が得られる。また両者の比は

$$\frac{E_{2\max}}{E_{1\max}} = \frac{\varepsilon_1 r_1}{\varepsilon_2 r_2} \dots\dots\dots (10)$$

である。

かりに $r_0=5\text{ mm}$ 、 $r_1=5.4\text{ mm}$ 、 $r_2=15.4\text{ mm}$ のケーブルについて計算すると、(7)、(10) 式より

$$\frac{V_1}{V_2} \sim \frac{1}{70}, \quad \frac{E_{1\max}}{E_{2\max}} \sim \frac{1}{1.8}$$

が得られる。この際 $\varepsilon_1=15$ 、 $\varepsilon_2=3.0$ としているが、 ε_1 の値は推定値である（半導体の導電率が高く測定が困難だからである）。もしこれが正しいとすれば絶縁体の負担電圧が数%減じ、導体表面の電界強度が減少するという半導体固有の遮蔽効果があることになる。このことはケーブルの絶縁破壊が導体表面の気体放電によって誘発されるものとすれば大きな意義をもつことになる。次に ε_1 、 ε_2 を複素誘電率で表わせば

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{1+j\omega\varepsilon_2'\rho_2}{1+j\omega\varepsilon_1'\rho_1} \cdot \frac{\log r_1/r_0}{\log r_2/r_1} \dots\dots\dots (11)$$

となる。ただし、 ρ_1 、 ρ_2 は半導電層および絶縁体の固有抵抗であり、 ε_1' 、 ε_2' は静電的な誘電率である。半導電層を用いず、その部分を絶縁体で置換えてそれに加わる電圧を V_1' とすれば V_1 と V_1' の比は

$$\frac{V_1}{V_1'} = \frac{(1+j\omega\varepsilon_2'\rho_2)\rho_1 \log r_2/r_0}{(1+j\omega\varepsilon_1'\rho_1)\rho_2 \log r_2/r_1 + (1+j\omega\varepsilon_2'\rho_2)\rho_1 \log r_1/r_0} \dots\dots\dots (12)$$

となる。 $\varepsilon_2=3.0$ 、 $\rho_2=10^{16}\Omega\text{-cm}$ 、 $\varepsilon_1=15$ と仮定して、半導電層の抵抗 ρ_1 と V_1/V_1' の関係を求めると次のようになる。すなわち、直流に対しては ρ_1 の減少に従って V_1/V_1' は直線的に（対数グラフ）小さくなり、 $\rho_1=10^{16}$ で 1、 $\rho_1=10^8\Omega\text{-cm}$ では $V_1/V_1'=10^{-8}$ となる。

一方交流では $\rho_1=10^8\Omega\text{-cm}$ 程度まではこの比がほとんど一定であり、その後直線的に減少する。そして、 $\rho_1=10^4\Omega\text{-cm}$ では $V_1/V_1'=10^{-4}$ 、 $\rho_1=1$ では 10^{-8} となる。したがって、直流では 4 桁、交流では 12 桁 ρ_1 の値を ρ_2 より小さく選べば導体上の薄層に加わる電圧は約 $1/10^4$ となり、事実上ケーブルに電圧を印加した場合の最大電位傾度は半導電層表面にあると考えてよいことになる。

この考察から、半導電層の固有抵抗は $10^5\Omega\text{-cm}$ 以下とすることが望ましい。

4. 導体表面のコロナ放電

SL ケーブルやゴム・プラスチックケーブルでは導体表面上に必ずといえるくらい空隙が存在する。一方 OF ケーブルや、ガス圧力ケーブルでは薄い油膜がある。半導電層はこの空隙や油膜をかなり薄くする効果、すなわち導体と“なじみ”がよくかつ絶縁体とは密着する意義をもっている。したがって、もしケーブルの絶縁破壊が少なくともその初期において導体表面の空隙のコロナ放電や油膜の絶縁破壊によって誘発されるものとすればこの半導電層のもつ役割はきわめて大きい。

P. Gazzana 氏、Priaroggia 氏らは OF ケーブルについてカーボン紙の効果を研究し、これが油膜の破壊強度を約 20% 増加させることを示している⁽¹⁴⁾。この原因は明らかでないが、筆者は次の二つに起因すると思われる。

第 1 は金属導体と絶縁体間の油膜が薄くなり、絶縁破壊が金属—半導体または半導体—絶縁体間いずれで生じるとしても intrinsic な電子的機構に近づくためである。したがって、空間電荷の影響が減じ、油膜厚の対数と破壊電界強度の逆数とが完全に直線関係となる領域と考えられる⁽¹⁵⁾。

第 2 には半導電層（カーボン紙）の電子衝撃による不

活性と半導電層からの電子放射が困難なことである。単純な物理的意義は侵入電子が容易に吸収される一方、それから電子を放出するための仕事函数が比較的大きいということである。しかしこの詳細は後述する。

次にゴム・プラスチックケーブルでは導体上の空隙が問題となるが、橋本氏の報告ではケーブル内コロナの開始電圧が、

$$V_s = 4a \left(\frac{\rho}{4\pi + j\omega\epsilon\rho} \cdot j\omega r_x \cdot \log \frac{r_2}{r_0} + dr_x \right)^{-0.35} \quad (13)$$

で表わされる⁽¹⁶⁾。ここで、 r_x は空隙の位置、 dr_x はその半径方向の厚さ、 a は形状係数、 ϵ 、 ρ は絶縁体の誘電率および固有抵抗である。

今、 $a \simeq 1$ 、 $r_x = r_0$ 、 $V_s = 22/\sqrt{3}$ kV、 $r_0 = 5$ mm、 $r_s = 18$ mm、 $\epsilon = 4$ 、 $\rho = 10^{16} \Omega\text{-cm}$ を入れて dr_s を求めると約 0.5 mm となる。導体凹部の約 1/2 まで半導電層が食込んでいるとすると、22 kV ケーブル用導体素線は 2.0 mm 以下が望ましいことになる。この点ブチルゴム電力ケーブル規格 JEC-139 が 2.3 mm 以下の素線を選ぶことにしているのは合理的である。

5. 半導電層固有の意義

前述した諸事項も半導電層固有のものと考えられるが、“なじみ”とか古典的な段絶縁のほかにここでは物質構造に基く意義について検討する。

もちろん、破壊の開始は導体表面にあり、ストレス現象と仮定するが、一般に次の二つが考えられる。第 1 の過程は金属導体と半導電体接触における電界放射の影響であり、第 2 の過程は半導体からの電界放射である。

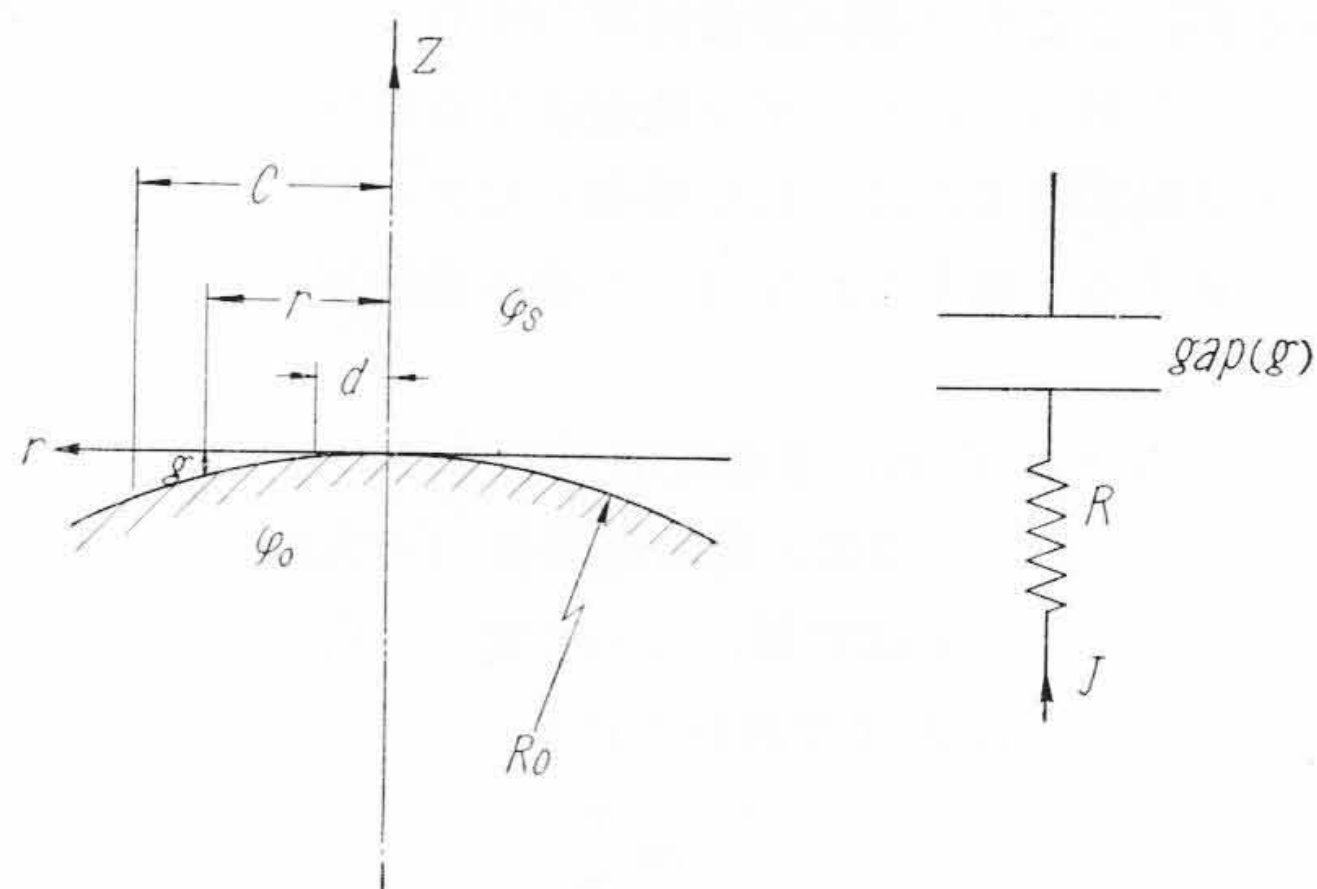
5.1 金属導体から半導電層への電界放射 (第 1 過程)

われわれの対象とする半導電層は Si や Ge のような表面バリアはないと考えられる。したがって半導電層なる語は金属よりかなり抵抗が高く、表面近くで導電率の局所的変化のない物質の総称と考える。以下これを半導体と呼ぶ。

実際、半導体と導体素線との接触は点型不完全接触である。このような場合の電子伝導は従来トンネル効果とバリアを越える荷電子から説明されてきたが、本論文では立場を異にし、導体表面から放射された電流密度を Step function として取り扱いこの境界条件のもとで Laplace の式を解くことにする。ただし、空間電荷による放射制限は無視する⁽¹⁷⁾。

これらの方式は R. W. Sillars 氏によって試みられたのであるが⁽¹⁸⁾、点接触においてはごく小さい電流でさえも、集中すれば金属を溶融するのに十分であると思われる。

今第 1 図のような理想的な接触を考える。半導体内の



第 1 図 導体と半導体との接触

ポテンシャル φ_s は Laplace の式を満足しなければならないゆえに

$$\frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_s}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial z^2} = 0 \quad (14)$$

$$r=0, z=\infty \text{ で } \varphi_s=0$$

$$0 < r < d, z=0 \text{ で } \varphi_s=\varphi_0$$

$$r > d, z=0 \text{ で } \sigma_1 \left(\frac{\partial \varphi_s}{\partial z} \right)_{z=0} = -A \exp \left(\frac{b}{E} \right)$$

である。ただし、 φ_0 = 導体のポテンシャル、 σ_1 = 半導体の導電率、 $E = \varphi_s - \varphi_0/g$ 、 g = 任意の半径 r における間隙長。

したがって、全電流は

$$J = -2\pi\sigma_1 \int_0^\infty \left(\frac{\partial \varphi_s}{\partial z} \right)_{z=0} r dr \quad (15)$$

となる。 φ_s に対する (14) 式の解を求めることは困難ゆえ

$$E < E_0 : J = 0$$

$$E > E_0 : J > 0$$

と仮定する。放射面積全体で電界は一定とすれば Laplace の式 (14) は間隙内では近似的に

$$\varphi_0 - \varphi_s = gE_0 \quad (16)$$

で満足される。

半導体のポテンシャルに対する境界条件として、この (16) 式を用いれば (明らかにある半径で急激に放射が止ることになるが) (14) 式の一般解は

$$\varphi_s = \int_0^\infty E(a) \left\{ \int_0^\infty \exp(-\lambda|z|) J_0(\lambda r) \frac{\sin a\lambda}{\lambda} d\lambda \right\} da \quad (17)$$

となる。 $E(a)$ は任意函数である。

$z=0$ 面の $r=0$ (中心) のポテンシャルは

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty E(a) da \quad (18)$$

$$\varphi_0 - \varphi_s = \int_0^r E(a) \cos^{-1} \frac{a}{r} da \quad (19)$$

となり、表面を横切る電流の密度は

$$I_s = -\sigma_1 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} = \sigma_1 \int_r^\infty \frac{E(a)}{(a^2 - r^2)^{1/2}} da \dots (20)$$

である。

したがって、全電流は

$$J = 2\pi\sigma_1 \int_0^\infty I_s r dr = 2\pi\sigma_1 \int_0^\infty r \left[\int_r^\infty \frac{E(a)}{(a^2 - r^2)^{1/2}} da \right] dr \dots (21)$$

となる。

さて $E(a)$ に適当な函数形を与えて、積分の上限を電界放射終止極限臨界半径 C で置換えると、(18), (19), (21) の諸式は次のようになる。

$$\varphi_0 = \frac{M_n \pi}{2n} (C^n - d^n) \dots (18a)$$

$$\varphi_0 - \varphi_s = M_n \int_d^r a^{n-1} \cos^{-1} \frac{a}{r} da \quad (d < r < C) \dots (19a)$$

$$\varphi_0 - \varphi_s = M_n \int_d^C a^{n-1} \cos^{-1} \frac{a}{r} da \quad (r \gg C) \dots (19b)$$

$$J = 2\pi\sigma_1 \int_0^C \left[\int_r^C \frac{a^{n-1}}{(a^2 - r^2)^{1/2}} da \right] dr \dots (21a)$$

ここで、 $a < d$, $a > C$ に対して $E(a) = 0$

$d < a < C$ に対して $E(a) = M_n a^{n-1}$

とした。これから、 $\varphi_0 - \varphi_s \propto r^n$, また、(16) 式から、

$$g = K_n r^n \dots (22)$$

となり、接触の幾何学的形状が論じられる。

今、 $d^2 \ll C^2$ の場合を考える。(18a), (19a) 式は

$$\left. \begin{aligned} \varphi_0 &= \frac{M_n \pi}{2n} C^n \\ \varphi_0 - \varphi_s &= \frac{M_n}{2n} B\left(\frac{1}{2}, \frac{n+1}{2}\right) r^n \\ &= \frac{M_n \sqrt{\pi}}{2n} \frac{\Gamma[\frac{1}{2}(n+1)]}{\Gamma[\frac{1}{2}(n+2)]} r^n \end{aligned} \right\} \dots (23)$$

となる。ここで、 B は β 函数、 Γ は γ 函数である。

(16), (22), (23), の諸式から、 g , M_n を消去して

$$\varphi_0 = \frac{\pi K_n E_0}{B\left[\frac{1}{2}, \frac{1}{2}(n+1)\right]} C^n \dots (24)$$

$$\varphi_0 - \varphi_s = K_n E_0 r^n \quad (r < C) \dots (25)$$

$$J = \frac{n}{n+1} 4\sigma_1 \varphi_0 C \dots (26)$$

$$= \frac{n}{n+1} 4\sigma_1 \left\{ \frac{B\left[\frac{1}{2}, \frac{1}{2}(n+1)\right]}{\pi K_n E_0} \right\}^{\frac{1}{n}} \varphi_0^{1+\frac{1}{n}} \dots (27)$$

(24)~(27) の式は emission の半径が $\varphi_0^{1/n}$ あるいは $(J/\sigma_1)^{1/(n+1)}$ に比例し、電流は電圧の $1+1/n$ に比例することを示している。

燃線導体に半導体遮蔽を施した場合は $n=2$ となり、

$$C = \left(\frac{R_0 \varphi_0}{E_0} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left(\frac{3 R_0 J}{\sigma_1 E_0} \right)^{\frac{1}{3}} \dots (28)$$

$$J = \frac{8\sigma_1}{3} \left(\frac{R_0}{E_0} \right)^{\frac{3}{2}} \varphi_0^{\frac{3}{2}} \dots (29)$$

となる。ただし、

$$g = \frac{r^2}{2R_0} \dots (30)$$

とした。これらの諸式から、極限半径 C は導体素線径が小さく、 E_0 が大きいほど小さいことがわかる。また半導体の電導度が小さいほど放射電流は少ない。したがって、前節の静電的な grading による電位分担からの要求とは対立する。

E_0 はゴム・プラスチックケーブルの場合には (2) 式の E_0 と同様で空気の臨界破壊値に対応し、OF ケーブルなどでは油膜の破壊値に対応する。 φ_0 は (7) 式の V_1 と同様であるから、半導体の誘電率の高いこと、および半導電層の薄いこと (r_1/r_0 が小さいこと) が要求される。(28) 式において、 $E_0 \simeq 3 \times 10^4 \text{ V/mm}$, $R_0 \simeq 1 \text{ mm}$ とすれば前章 4 の例示ケーブルに 100 kV 印加したとき $\varphi_0 = 1,000 \text{ V}$ となり、 $C \simeq 0.2 \text{ mm}$ となる。この値は導体—半導体—空気または油の物質の交点 (いわゆる Three point) に電界が集中することおよび実際多くの破壊の出発点がある事実をよく説明している。また、電圧—電流関係は $3/2$ 乗則にており Fowler-Nordheim の式とは異なる。

5.2 半導体からの電界放射 (第2過程)

金属表面からの強電界による電子放射は Schottky⁽¹⁹⁾ 氏や Fowler-Nordheim 氏の研究⁽²⁰⁾ 以来数多く究明されているが、半導体からの電界放射を扱った例はきわめて少ない。最近 R. Stratton 氏は surface state が無い半導体で電界が強くなると、電界が半導体内部に侵入するとして、Fowler-Nordheim の理論を拡張した⁽²¹⁾。

筆者らの対象とする半導体にエネルギー帯模型が適用できるかどうかは疑わしいが、少なくとも金属からよりも電子は放射しがたいと思われる。

特に誘電緩和時間 $\epsilon_1/4\pi\sigma_1$ が大きい場合には誘電体のように動作するゆえ、半導電層自体の導電率は導体直上で大きく、絶縁体に接触する部分は小さいことが望ましい。

いずれにしても、半導体からの電界放射は今後に残された重要な課題である。

6. 結 言

導体遮蔽の効果はきわめて大きい。しかし、この意義には不明な点が多い。筆者はこの解明に着手し、考えられる機構と研究方法の概略を述べた。今後に残された問題が多く、かつ複雑な現象が山積しているが、この結果

は高電圧ケーブル設計に重大な指針を与えるものと確信する。大方の御指導を願う所以でもある。

摺筆に当り、終始御指導をいただいた東北大学鳥山教授ならびに有益な助言をいただいた早稲田大学堤、高木両教授に御礼申し上げる。なお発表に当り、種々御指導、御激励下さった日立電線株式会社久本、山本両博士に深謝する。

参考文献

- (1) 藤沢, 高田: 電三連大 348 (昭 28)
- (2) 比企野, 依田, 庄司: 電気学会東京支大 122 (昭 30)
- (3) 比企野, 渡辺, 庄司: 日立評論 39, 1053 (昭 32-9)
- (4) F. W. Peek: Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering (1932)
- (5) 今西: 住友電気彙報 42, 61 (昭 26)
- (6) Levi-Civita 氏の原論文が入手しにくいので, 紹介文より引用した。

- (7) 大竹: 九州大学紀要 (大正 2-7)
- (8) P. L. Pellis: CIGRE 210 (1954)
- (9) B. Hansson, B. Bjurström, R. Johansson, G. Axelsson: CIGRE 205 (1952)
- (10) H. D. Short: CIGRE 209 (1956)
- (11) L. Demenach: CIGRE 217 (1954)
- (12) P. G. Priarrogia: Electrotechnica 41, 289 (1954)
- (13) C. T. W. Sutton, A. M. Morgan: CIGRE 204 (1956)
- (14) P. Gazzana, Priarrogia: Pow. App. & Syst. 1343 (Feb-1956)
- (15) 依田: 電三連大 171 (昭 31)
- (16) 橋本: 日立評論 38, 1421 (昭31-11)
- (17) W. Geel: Zeit. Phys. 69, 765 (1931)
- (18) R. W. Sillars: Proc. Phys. Soc. 68, 881 (1955)
- (19) W. Schottky: Phys. Zeit. 63 (1923)
- (20) Fowler & Nordheim: Proc. Roy. Soc. A 119 173 (1928)
- (21) R. Stratton: Proc. Phys. Soc. 68, 746 (1955)

日立製作所社員社外講演一覧

(その2)

(第84頁より続く)

(昭和33年9月受付分)

講演月日	主 催	演 題	所 属	講 演 者
11. 11~12	自動制御協会, 電気学会ほか	サーボ・アナライザ精度の諸問題	戸塚工場	不破 康 博
10. 1	日刊工業新聞社	接点振動の解決法	戸塚工場	西 口 薫
11. 14~15	日本機械学会	板の矯正に関する研究 (第3報)	戸塚工場	日比野 文 雄
10. 6	神奈川県商工指導所	現 品 管 理	戸塚工場	渡 辺 浩
11. 23	日本化学会その他	油変性アルキド樹脂の過酸化触媒によるゲル化現象 (その2)	絶縁物工場	橋 谷 公 平
11. 1	大 阪 府	高能率電気集塵装置について	大阪営業所	増 田 芳 郎
11. 2~3	日本化学会, 日本分析化学会	水酸化アルミニウムによるアンチモンの共沈除去	中央研究所	中 井 重 次
11. 2~3	日本化学会, 日本分析化学会	フェロシアン化物による放射性セシウムの分離	中央研究所	高 谷 通
10. 15~16	日本物理学会	硫酸グリシンの分極反転	中央研究所	古 畑 芳 男
10. 19	日本物理学会	二次元応力による高分子物質の伸長および破壊	中央研究所	天 井 忠 明
10. 19	日本物理学会	結晶性高分子のレオロジー (1)	中央研究所	中 田 修 一
11. 14~15	質量分析研究会	質量分析計による Mg, Zn, Pb の同位体存在比の測定	中央研究所	岡 本 潤 一
				中 島 康 雄
				角 田 実 斉
11. 14~15	質量分析研究会	表面電離型イオン源による二, 三の測定 (幻燈アリ)	中央研究所	津 戸 望 郎
				森 村 一 郎
				大 村 康 雄
				中 島 文 子
11. 14~15	質量分析研究会	イオン源の特性について	中央研究所	小 津 山 一 郎
				大 村 一 郎
				森 戸 潤 一
				岡 本 潤 一
9. 4	日本科学技術連盟	E. T. L. Mark II による常微分方程式の計算フーリエ分解と合成	中央研究所	藤 中 恵
33年	National Academy of Science U. S. A.	What we have known in the energy loss experiment	中央研究所	渡 辺 宏

(第99頁へつづく)